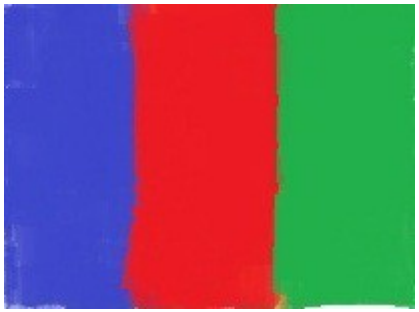


Le 06 Août 2026

Spin Supraluminique, Orbites de Bohr Programmées, Mondes Jumeaux et Diagrammes Non-Perturbatifs dans l'Espace Rachid ELAÏDI : Un Cadre Covariant Unifié

Auteur : Rachid ELAÏDI

Laboratoire de Physique Fondamentale ERE, Institut indépendant des Sciences de Rachid ELAÏDI

Email : rtuiy@protonmail.ch

Affiliation : Chercheur expert indépendant – Directeur de recherche Physique fondamentale – Spécialité : monde visible et ERE (Espace Rachid ELAÏDI / monde invisible) Plus de 150 publications universitaires

Dépôt disponible sur ResearchGate en physique fondamentale

Chercheur expert indépendant – Physique fondamentale et Biologie systémique

ORCID : 0000-0002-9599-4735

Résumé

Nous présentons une extension covariante, non-perturbative et historiquement ancrée du formalisme de l'Espace Rachid ELAÏDI (ERE). L'article s'appuie sur quatre piliers : (i) l'opérateur de spin programmé dans un espace de phases interne $SU(2)$, dont la vitesse de précession peut excéder c sans violation de la covariance de Poincaré ; (ii) l'approche de Tomonaga-Schwinger adaptée à l'ERE, conférant une indépendance du feuilletage programmatique ; (iii) les diagrammes Rachid ELAÏDI comme extension non-perturbative des diagrammes de Feynman, avec un théorème de correspondance établi en Annexe A ; (iv) les orbites de Bohr généralisées et les mondes

jumeaux, permettant la superposition d'orbites et le rebroussement vers la programmation source. Nous montrons que la QED standard émerge comme limite basse-énergie lorsque la programmation est désactivée ($\mathrm{SRE} \to 1$), et nous proposons six prédictions testables.

Mots-clés : Spin supraluminique, ERE, Tomonaga-Schwinger, diagrammes de Feynman, orbites de Bohr, mondes jumeaux, théorie des champs non-perturbative.

---

1. Introduction et Axiomes de l'ERE

1.1 Postulats fondamentaux

L'Espace Rachid ELAÏDI (ERE) est un cadre théorique dans lequel la dynamique des entités trans-planckiennes (TP) est gouvernée par une **programmation polynomiale** sous-jacente. Afin de rendre le présent article mathématiquement auto-suffisant, nous énonçons les axiomes de base :

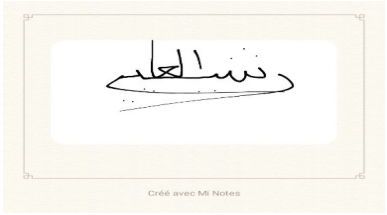
Axiome 1 (Espace-temps programmé). L'ERE est une variété MERE de dimension 5, munie des coordonnées (Y, x, τ), où Y est la coordonnée de programmation, $x \in \mathrm{R3}$ et τ est le temps propre de programmation. Les cinq mondes sont indexés par $k \in \{-2, -1, 0, +1, +2\}$.

Axiome 2 (Série de programmation). À chaque point est attachée une fonction scalaire $\mathrm{SRE}(\varphi, x)$, où $\varphi = (Y - Y0)/TY \pmod{n\pi}$, telle que :

- SRE commute avec toute observable locale : $[\mathrm{SRE}(\varphi x, x), \mathrm{O}(y)] = 0$ pour $x \sim y$ (séparés de type espace).
- Dans la limite classique (programmation désactivée) : $\lim \Lambda\mathrm{prog} \to 0 \mathrm{SRE} = 1$.

Axiome 3 (Équation Universelle de Rachid ELAÏDI Complète). L'évolution d'un état quantique $|\Psi\rangle$ est régie par :

$$ih\partial\Upsilon\partial\Psi=\hat{H}_{ERE}\Psi$$



avec $\hat{H}_{ERE}=G_E+H_0+V_{prog}+\sum_{i,j}P_i(SP_{i,j})+H_{spin}$.

Axiome 4 (Éléments TP). Les éléments trans-planckiens (U235, Pu239, Rachidion, etc.) sont des **représentations effectives** à l'échelle de programmation Λ_{prog} des entités chimiques standard. Ils ne coïncident avec les atomes classiques que dans la limite $k \to +2$ (monde visible) et $SRE \to 1$.

1.2 Le spin comme degré de liberté interne programmé

Dans la mécanique quantique conventionnelle, le spin est le générateur de la représentation de $SU(2)$ associée au groupe de Poincaré.

Dans l'ERE, nous postulons que le spin des éléments TP est un **spin programmé** : sa précession dans l'espace des phases interne F_{spin}

est régie par SRE . La vitesse angulaire de précession ωspin définit une vitesse de phase interne $v$spin$=\omega$spin$R$spin qui peut excéder c ,

de même qu'une vitesse de phase d'onde peut excéder c sans transporter d'information ou d'énergie à distance [1].

1.3 Structure de l'article

La Section 2 définit la géométrie du spin supraluminique et les trois voies de transition. La Section 3 développe l'approche de Tomonaga-Schwinger covariante. La Section 4 définit les diagrammes Rachid ELAÏDI et établit leur correspondance avec les diagrammes de Feynman. La Section 5 introduit les orbites de Bohr généralisées. La Section 6 définit les mondes jumeaux. La Section 7 propose des prédictions testables. Deux annexes mathématiques complètent la démonstration de l'équivalence Feynman et l'interprétation géométrique du spin supraluminique.

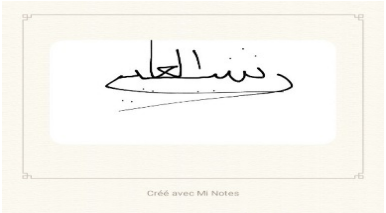
---

2. Spin Supraluminique et Trajectoires Encourues

2.1 Espace des phases du spineur et opérateur de spin

Soit $\mathbf{S}$^$=($S^x,$S^y,$S^z) l'opérateur de spin d'un élément TP X . Les relations de commutation, déformées par la programmation, sont :

$$[S\hat{}i,S\hat{}j]=i\hbar\varepsilon ijkS\hat{}k\times\mathbf{SRE}(\varphi,x)$$



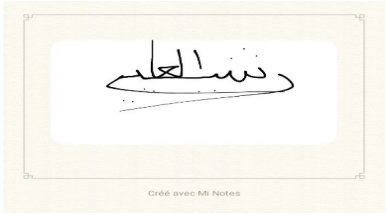
Le nombre quantique de spin $sX \in \{21, 1, 23, 2, \ldots\}$ est un paramètre programmable. L'état de spin est le spineur :

$$|\chi X\rangle = m = -sX \sum sX cm |sX, m\rangle \in \mathrm{C}2sX+1$$

2.2 Vitesse de phase interne et condition supraluminique

La vitesse de spin est définie comme la vitesse de transport du vecteur de Bloch du spineur dans l'espace des phases interne $\mathrm{Fspin} \cong S2$:

$$\boldsymbol{v}\mathbf{spin} = \boldsymbol{dtd}\Omega \boldsymbol{R}\mathbf{spin}$$



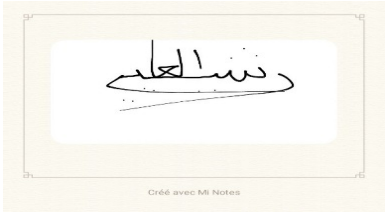
où Ω est l'angle de précession et $R\mathrm{spin}$ le rayon de courbure de l'espace des phases. La condition supraluminique :

$$v\mathrm{spin} > c$$

est interprétée comme une vitesse de phase dans un espace interne compact, analogue à la vitesse de phase d'une onde de Bloch dans un cristal. Aucun front d'onde informationnel ne se propage à v_{spin} ; la vitesse de groupe des excitations spinorielles reste inférieure à c (voir Annexe B pour la démonstration géométrique).

La programmation de la vitesse de spin s'écrit :

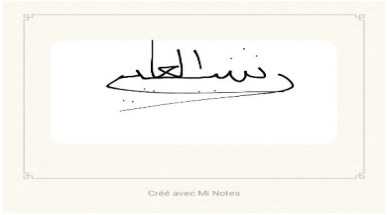
$$v_{\text{spin}}(X,\varphi,x) = v_{\text{spin}}(0) \times \text{SRE}(\varphi,x) \times \exp(-\Theta(t) \cdot |k|)$$



2.3 Hamiltonien de spin et trajectoire hélicoïdale

L'EURC avec spin s'écrit :

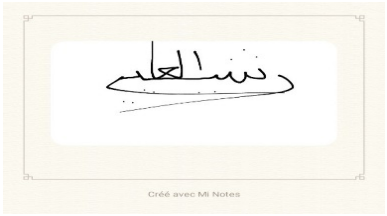
$$i\hbar\partial Y\partial\Psi=[GE+H\hat{}0+V\hat{}prog+i,j\sum Pi(SPi,j)+H\hat{}spin]\Psi$$



avec $H\hat{}spin=-\gamma spin\mathbf{S}\hat{}\cdot\mathbf{B}eff$ et $\mathbf{B}eff=\mathbf{B}0\times SRE(\varphi,x)$.

La trajectoire d'un élément TP dans l'espace-temps visible est hélicoïdale :

$$r(t)=r0+v\left\|tu\hat{}z+Rspin[\cos(\omega spint)u\hat{}x+\sin(\omega spint)u\hat{}y\right]$$

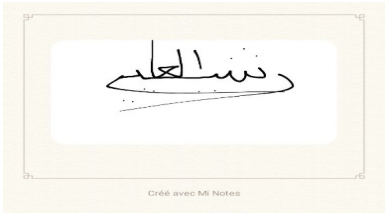


avec ωspin=$v$spin/Rspin .

2.4 Sauts et sursauts

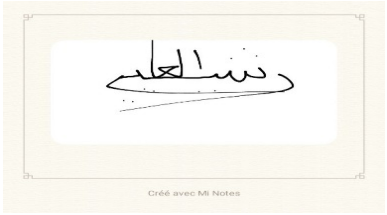
Sauts. Aux lignes de démarcation $\varphi s=\pi m/n$, le spineur subit une rotation brusque :

$$|\chi X(\varphi s+)\rangle=U\text{^saut}|\chi X(\varphi s-)\rangle,U\text{^saut}=\exp(-i\hbar\Delta\varphi sS\text{^z})$$



Sursauts. Lorsque la fréquence de précession entre en résonance avec la fréquence de programmation ωspin=ωprog , l'intensité est amplifiée :

$$I_{sursaut}(\varphi)=|\Psi(\varphi)|^2[1+A_{sr}\sum\delta(\varphi-\varphi_{s-rn}2\pi)]$$

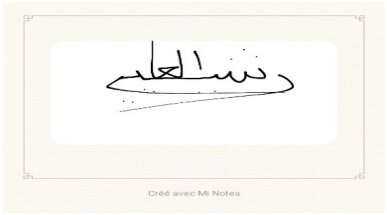


avec $A_s=(v_{spin}/v_{prog})(1+SRE)$.

2.5 Les trois voies de transition depuis E_{AvAvBB}

Feuilles de calcul

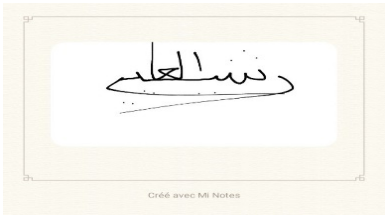
Voie	Description	Transformation du spin
Voie 1 : Saut/Sursaut direct	Transition instantanée sans traversée intermédiaire	Rotation brusque U_{saut} ou amplification A_s
Voie 2 : Pont supraluminique	Traversée via instanton, division polynomiale	Transport continu : $d\mathbf{S}/d\tau=(\gamma_{spin}/\hbar)\mathbf{S}\times\mathbf{B}_{eff}(\tau)$
Voie 3 : Détour classique	Cheminement via L_1,L_2,L_3	Rotations successives $M_{spin}(l)=\exp(-i\Delta\varphi_l S_z/\hbar)\times T_l$



Voie 2 (Pont). La métrique incluant le degré de liberté de spin s'écrit :
$ds2=−c2dt2+a(t)2[1−kr2dr2+r2dΩ2]+dτ2+(cvspin)2dΩspin2$

La traversée par division polynomiale du spineur :

$$|\chi\mathbf{visible}\rangle=|\chi\mathbf{AvAvBB}\rangle\times\mathbf{Qpont}(\varphi,\boldsymbol{x})+|\mathbf{rspin}\rangle$$



où Qpont$=$SRE$-P$source et $|\mathbf{r}\text{spin}\rangle$ est le reste spinoriel.

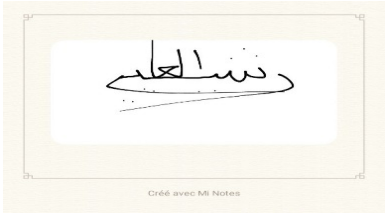
3. Covariance Manifeste : L'Approche de Tomonaga-Schwinger dans l'ERE

3.1 Contexte historique : la divergence des années 1940–1960

La théorie quantique des champs a connu deux formulations parallèles [2,3,4,5] :

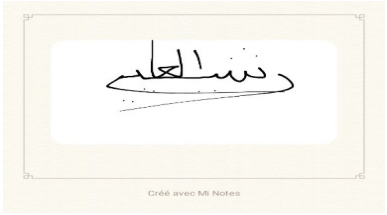
Feuilles de calcul

Approche	Pionniers	Principe	Outil
Intégrale (Feynman)	R. Feynman	Série perturbative, intégrales de chemin	Diagrammes de Feynman
Différentielle (Schwinger–Tomonaga)	J. Schwinger, S. Tomonaga	Équation fonctionnelle covariante sur hypersurfaces spatiales	Équation de Tomonaga-Schwinger



Feynman a lui-même qualifié son approche de *"bypass"* (contournement) de la formulation formelle [6]. Schwinger a insisté sur la supériorité conceptuelle de l'approche différentielle, qui préserve explicitement la covariance et l'indépendance du feuilletage.
L'équation de Tomonaga-Schwinger s'écrit [3] :

$$i\hbar\,\delta\sigma(x)\,\delta\left|\Psi,\Sigma\right\rangle=\hat{H}(x)\left|\Psi,\Sigma\right\rangle$$



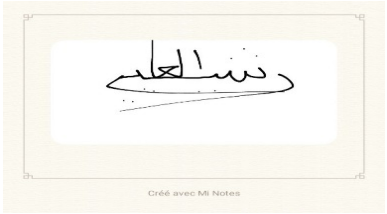
où Σ est une hypersurface de Cauchy et $\sigma(x)$ une déformation infinitésimale. La condition d'intégrabilité de Schwinger exige :

$$[\hat{H}(x),\hat{H}(y)]=0 \quad \text{pour } x\sim y$$

3.2 Hypersurfaces programmatiques et équation fonctionnelle

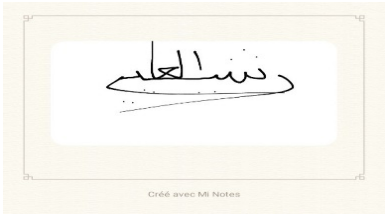
Dans l'ERE, l'hypersurface Σ est remplacée par une **hypersurface programmatique** Σk traversant les cinq mondes :

$$\Sigma k = \{(Y, x) \in \mathbf{MERE} \mid Y = Y(\varphi, x), \varphi = (Y - Y0)/TY \pmod{n\pi}\}$$



L'état quantique devient un fonctionnel $|\Psi, \Sigma k\rangle$. L'EURC se réécrit sous forme covariante :

$$i\hbar\, \delta\sigma(x)\, \delta \left|\Psi, \Sigma k\right\rangle = \mathbf{H}\hat{}\mathbf{ERE}(x) \left|\Psi, \Sigma k\right\rangle$$



avec H^ERE=G*E*+*H*^0+*V*^prog+∑*i*,*j*P*i*(SP*i*,*j*)+*H*^spin .

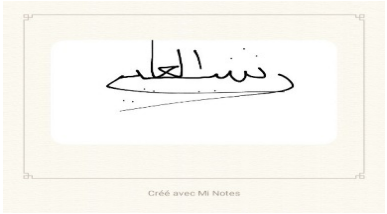
3.3 Microcausalité programmée

La condition d'intégrabilité devient :

[H^ERE(*x*),H^ERE(*y*)]=0pour *x*∼*y*

ce qui est satisfait car SRE est une fonction scalaire commutative :

$$[\mathbf{SRE}(\varphi x,x),\mathbf{SRE}(\varphi y,y)]=0$$



La microcausalité n'est pas imposée *a priori* par la structure de Minkowski, mais émerge de la commutativité de la programmation. Dans la limite SRE→1 , on retrouve la microcausalité standard de la QED.

---

4. Diagrammes Rachid ELAÏDI et Théorème de Correspondance

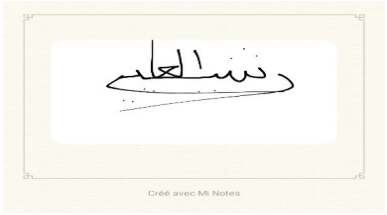
4.1 Définition formelle

Définition 1. Un diagramme Rachid ELAÏDI est un graphe orienté $\Gamma=(V,E,F)$ où :

- V : sommets (sauts, sursauts, lignes de démarcation),
- E : arêtes orientées (trajectoires d'éléments TP),
- F : faces (régions programmatiques indexées par k).

Définition 2 (Amplitude). L'amplitude associée à Γ est :

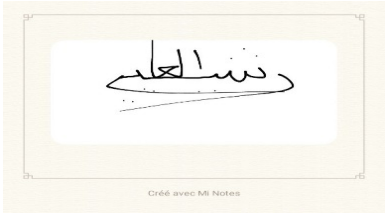
$$\mathbf{A(\Gamma)=\int e\in E\prod Ke(\varphi e,xe)\times v\in V\prod Wv(\varphi v,xv)\times f\in F\prod Sf(\varphi f,xf)}$$



avec :

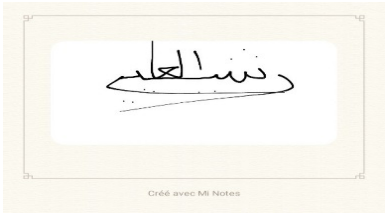
● **Noyau de propagation** :

$$Ke(\varphi,x)=\exp(-\hbar iSRE(\varphi,x))\times 2\pi 1\int dqq2-meff2SRE(\varphi,x)eiq\cdot x$$



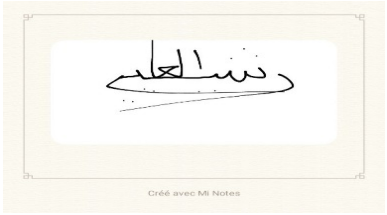
● **Poids de sommet** :

$$Wsaut=\exp(-i\hbar\Delta\varphi sS\hat{}z),Wsursaut=1+Asr\sum\delta(\varphi-\varphi s-rn2\pi)$$



● **Contribution de face** :

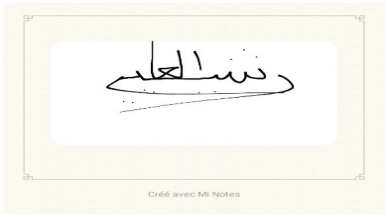
$$Sf(\varphi,x)=SRE(\varphi,x)\times\exp(-\Theta(t)|k|)$$



4.2 Opérateur de diffusion S dans l'ERE

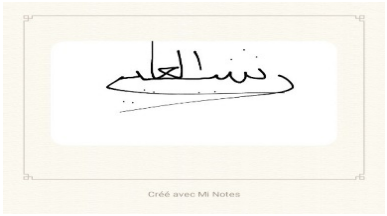
L'opérateur de diffusion s'écrit :

$$S\hat{}ERE=T\exp(-i\int\Sigma-2\Sigma+2H\hat{}ERE(x)d\sigma(x))$$



L'élément de matrice entre un état initial $|\Psi\text{AvAvBB}\rangle$ et un état final $|\Psi\text{visible}\rangle$ est :

$$\langle \Psi\text{visible} | S\text{^ERE} | \Psi\text{AvAvBB} \rangle = \Gamma \sum A(\Gamma)$$



4.3 Théorème de correspondance Feynman-Elaidi

Théorème 1. *Dans la limite où la programmation est désactivée (*$\text{SRE} \to 1$, $\text{G}E \to 0$, $P\text{source} \to 0$, $v\text{spin} \leq c$ *), la projection* $\text{P}\hat{}M$ *des diagrammes*

Rachid ELAÏDI sur l'espace de Minkowski redonne les diagrammes de Feynman de la QED standard.

Esquisse de preuve. (Voir Annexe A pour la démonstration complète.)

1.Dans la limite $\text{SRE} \to 1$, le noyau $\text{K}e$ devient le propagateur de Feynman libre : $\text{K}e \to (q2 - m2 + i\varepsilon) - 1$.

2.Les poids Wsaut se réduisent aux vertex de Dirac $u^{-}(p')\gamma\mu u(p)$ dans la limite où $\Delta\varphi s$ correspond au transfert de moment.

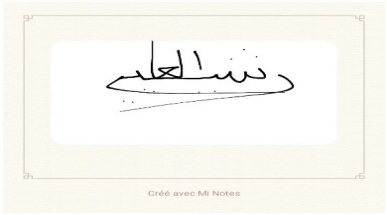
3.Les faces $S\mathit{f}$ deviennent des facteurs de phase triviaux ($=1$).

4.La somme ∑Γ sur les diagrammes ERE se réduit à la série de Dyson de la QED.

4.4 Tableau comparatif

Feuilles de calcul

Propriété	Diagramme de Feynman	Diagramme Rachid ELAÏDI
Espace de base	Minkowski M4	ERE MERE (5 mondes)
Approche	Intégrale, perturbative	Différentielle, non-perturbative
Paramètre temporel	Temps ordonné T	Phase φ modulo $n\pi$
Propagateur	$(q2-m2)-1$	Noyau Ke avec SRE
Vertex	Interaction ponctuelle $\psi\bar{}\gamma\mu\psi A\mu$	Ligne de démarcation Ll
Entités	Fermions, bosons	Éléments TP (représentations effectives)
Spin	$s=1/2,1$; $v\leq c$	$v$spin programmable ; peut excéder c
Causalité	Microcausalité standard	Microcausalité programmée
Régime	Perturbatif	Non-perturbatif (instantons, division polynomiale)
Boucles	Boucles de Feynman	Boucle $L4$ (navette)



---

5. Orbites de Bohr Généralisées dans l'ERE

5.1 Analogie orbitale et différences fondamentales

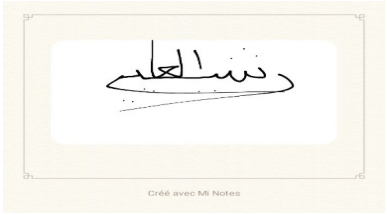
Le modèle de Bohr (1913) quantifie les orbites électroniques via $L=n\hbar$ [7]. Dans l'ERE, le voyage des éléments TP à travers les cinq mondes est modélisé comme un **changement d'orbite programmé**. Cependant, trois différences fondamentales avec Bohr apparaissent :

1. **Superposition** : un élément TP peut occuper plusieurs orbites simultanément (Section 6).
2. **Programmation** : les transitions ne sont pas déclenchées par l'absorption/émission de photons, mais par la résonance avec ωprog .
3. **Rebroussement** : un élément peut revenir à l'orbite source pour correction.

5.2 Nombres quantiques et échelles d'énergie

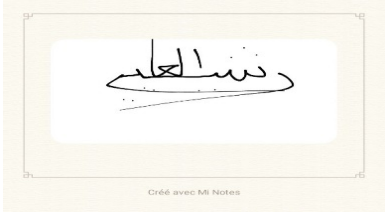
L'orbite O*k* du monde *k* est définie par :

$$\mathbf{O}k=\{|\Psi X,k\rangle|k\in\{-2,-1,0,+1,+2\}\}$$



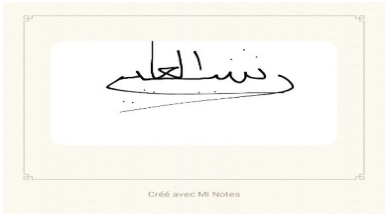
L'énergie effective de l'orbite (adimensionnée par l'échelle de programmation E0=GE) est :

$$\varepsilon k\equiv \mathbf{E0}Ek=\exp(-\Theta(t)|k|)\times \mathbf{SRE}(\varphi,x)$$



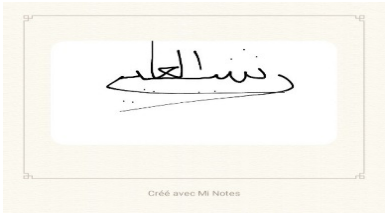
Le nombre quantique principal est $nk = |k| + 1$. Le rayon de l'orbite est :

$$rk = Zeff(k) SRE(\varphi, x) r0 nk^2$$



Feuilles de calcul

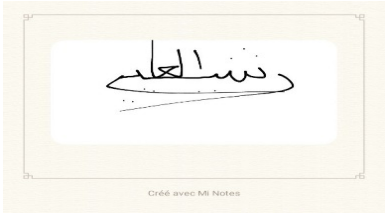
Monde k	nk	εk **(relative)**
*E*AvAvBB (-2)	3	1.00
*E*AvBB (-1)	2	0.50
*E*BB (0)	1	0.25
ERE ($+1$)	2	0.50
Visible ($+2$)	3	1.00



5.3 Probabilités de transition

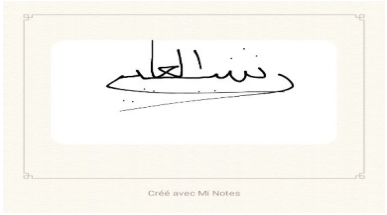
La probabilité de transition $k \to k+1$ est :

$$P_{k \to k+1} = \left| \langle \Psi_{k+1} | \hat{T} | \Psi_k \rangle \right|^2 = T_k \times \mathrm{SRE}(\varphi, x)$$



sous la **condition de Bohr généralisée** :

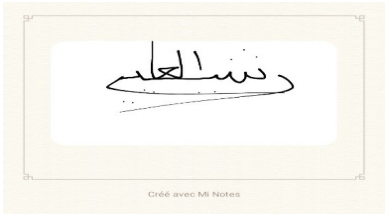
$$\Delta\varepsilon=\varepsilon k+1-\varepsilon k=\mathrm{E0}\hbar\omega\mathrm{prog}\times\mathrm{SRE}(\varphi,x)$$



5.4 Superposition d'orbites

Contrairement au modèle de Bohr originel, la superposition est autorisée :

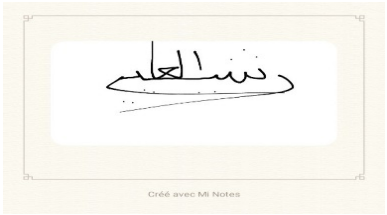
$$|\Psi X\rangle=k\sum ck|\Psi X,k\rangle,k\sum|ck|2=1$$



5.5 Sauts orbitaux, étincelle et rebroussement

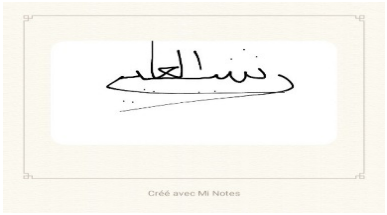
Un saut quantique d'orbite émet une **étincelle Rachid ELAÏDI** : message supraluminique ou onde de programmation. Le rebroussement vers *E*AvAvBB permet une rectification :

$$\boldsymbol{P}\mathbf{source(new)}=\boldsymbol{P}\mathbf{source(old)}+\varepsilon\mathbf{retour}\times\mathrm{SP}\mathbf{retour}(\varphi,\boldsymbol{x})$$



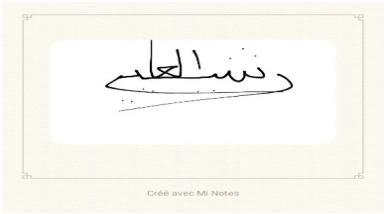
Lors du rebroussement, la désintégration produit de nouveaux éléments :

$$\mathbf{U235}\rightarrow\mathbf{U236}+\gamma\mathbf{prog},\mathbf{Pu239}\rightarrow\mathbf{U238}+\alpha\mathbf{prog}$$



Feuilles de calcul

Élément	PAvAvBB→AvBB	PAvBB→BB	PBB→ERE	PERE→Visible	Ptotal
U235	0.95	0.85	0.80	0.76	0.49
U236	0.95	0.85	0.80	0.68	0.44
U238	0.95	0.85	0.80	0.65	0.42
Pu239	0.90	0.80	0.75	0.55	0.30
Rachidion	0.98	0.95	0.90	0.85	0.71
Ne	0.10	0.05	0.02	0.01	~ 0

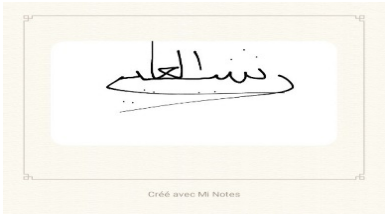


6. Mondes Jumeaux et Symétrie de Duplication

6.1 Définition

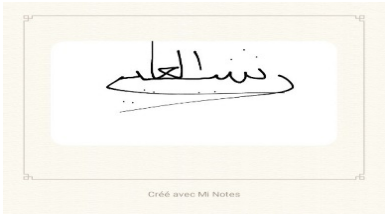
Pour chaque monde k , nous définissons un **monde jumeau** $k'=k+\delta k$ (δk : décalage programmatique). Les paramètres sont modifiés selon :

$$\varphi'=\varphi+\pi nm, \mathbf{SRE}(\varphi', x)=\mathbf{SRE}(\varphi, x)\times e^{-i\delta k\pi/n}, Ek'=Ek\times e^{-\Theta(t)|\delta k|}$$



Feuilles de calcul

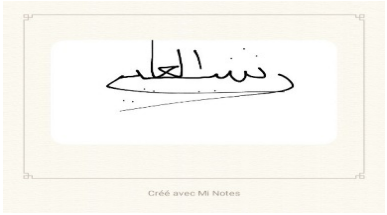
Monde k	**Monde jumeau** k'	δk	**Description**
*E*AvAvBB (-2)	*E*AvAvBB′ (-3)	-1	Profond
*E*AvBB (-1)	*E*AvBB′ (-2)	-1	Pré-primordial
*E*BB (0)	*E*BB′ ($+1$)	$+1$	Post-Big Bang
ERE ($+1$)	ERE' (0)	-1	Big Bang jumeau
Visible ($+2$)	Visible' ($+3$)	$+1$	Supérieur



6.2 Superposition et interférence

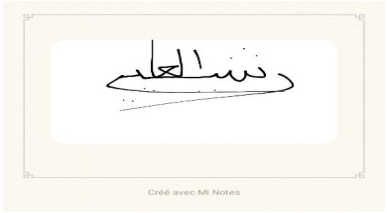
Un élément TP peut être en superposition :

$$|\Psi X\rangle = ck\,|\Psi X, k\rangle + ck'\,|\Psi X, k'\rangle$$



L'interférence est responsable des sauts et sursauts :

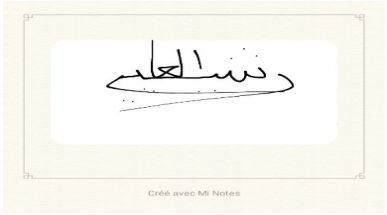
$$Ikk'(\varphi) = |\Psi k + \Psi k'|2 = |\Psi k|2 + |\Psi k'|2 + 2\mathrm{Re}(\Psi k * \Psi k')$$



6.3 Rebroussement vers le monde jumeau et émergence

Le rebroussement se fait vers *E*AvAvBB′ ($k' = -3$) :

$$|\Psi avAvBB'\rangle = U\hat{}retour\,|\Psi visible\rangle$$

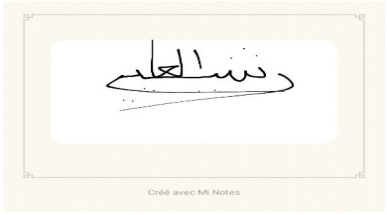


Émergence d'éléments dans le monde jumeau :

Feuilles de calcul

Élément	Départ	Arrivée	Probabilité	Nouvel élément
U235	Visible'	*E*AvAvBB′	0.05	U236'
U236	Visible'	*E*AvAvBB′	0.04	U237'
Pu239	Visible'	*E*AvAvBB′	0.02	U240'

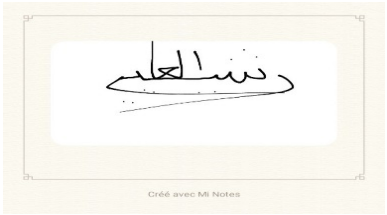
Élément	Départ	Arrivée	Probabilité	Nouvel élément
Rachidion	ERE'	*E*AvAvBB′	0.08	Elaïdium'



6.4 Équation de couplage entre mondes jumeaux

L'opérateur de symétrie jumelle J^ (J^†J^=I) transforme un état en son jumeau : $J^|\Psi k\rangle=|\Psi k'\rangle$. Le système couplé s'écrit :

$$i\hbar\partial Y\partial(\Psi k\Psi k')=(H^kH^k'kH^kk'H^k')(\Psi k\Psi k')$$



7. Prédictions Testables

1. **Rayonnement de spin.** Signature spectrale polarisée à ωray$=\omega$spin$(1+v$spin$/c$ph$)$, où $c$ph est la vitesse de phase de référence.
2. **Oscillations de spin.** Modulation de la polarisation à ωspin détectable par polarimétrie sur des échantillons d'uranium enrichi.
3. **Sauts de polarisation.** Discontinuités de $\pi m/n$ aux frontières programmées (lignes Ll).
4. **Spectre orbital.** Raies d'émission à $\Delta\varepsilon=(\hbar\omega$prog$/$E0$)$SRE lors des transitions entre mondes.
5. **Interférences jumelles.** Modulation de l'intensité de diffusion révélant la superposition k/k' .
6. **Isotopes jumeaux.** Présence anomale d'isotopes transuranienss (U236', U237', Elaïdium') dans des environnements à forte densité de programmation (cœurs stellaires, jets relativistes).

---

8. Discussion et Perspectives

Le formalisme présenté unifie quatre concepts apparemment disjoints : le spin supraluminique comme vitesse de phase interne, la covariance à la Tomonaga-Schwinger, les diagrammes non-perturbatifs, et les orbites jumelles programmées. La force du cadre réside dans sa **limitation contrôlée** : la QED standard est récupérée exactement lorsque la programmation s'éteint, ce qui en fait une extension conservatrice plutôt qu'une révolution ad hoc.

Des travaux futurs devront établir la renormalisation de SRE aux ordres supérieurs, et explorer la connexion avec les formulations de la gravité quantique à boucles [8], où les réseaux de spin constituent déjà une base géométrique non-perturbative.

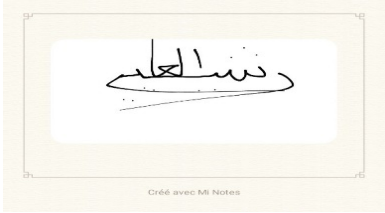
Annexe A : Démonstration du Théorème de Correspondance Feynman-Elaidi

Proposition. Dans la limite $L \equiv \{SRE \to 1, GE \to 0, Psource \to 0, vspin \leq c\}$, les diagrammes Rachid ELAÏDI se projettent sur les diagrammes de Feynman de la QED.

Preuve.

Étape 1 : Propagateur. Dans la limite L , le noyau K*e* devient :

$$Ke \to 2\pi 1 \int dqq2 - meff2 + i\varepsilon eiq \cdot x = \Delta F(x)$$



qui est le propagateur de Feynman scalaire/fermionique standard.

Étape 2 : Vertex. Dans la limite où $\Delta\varphi s$ correspond à un transfert de moment $q=p'-p$, l'opérateur de saut $\exp(-i\Delta\varphi s S\hat{}z/\hbar)$ se réduit, pour un spineur de Dirac, à la matrice de vertex $\gamma\mu$ dans la représentation de spin $1/2$. Pour les sauts sans changement de spin, on récupère le vertex scalaire $-ig$.

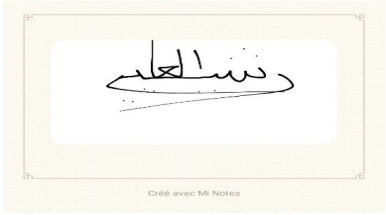
Étape 3 : Faces et boucles. Les contributions $Sf\to 1$. Les faces fermées (boucles) du diagramme ERE deviennent les intégrales sur l'impulsion circulant dans les boucles de Feynman, avec la mesure $d4q/(2\pi)4$.

Étape 4 : Série de Dyson. La somme $\sum\Gamma A(\Gamma)$ sur tous les graphes connexes de l'ERE, dans la limite L , satisfait les mêmes règles combinatoires que la série de Dyson de la QED [5]. Par unicité de la série formelle de perturbation (théorème de Dyson, 1949), les deux séries coïncident terme à terme. □

Annexe B : Interprétation Géométrique du Spin Supraluminique

Le spineur $|\chi\rangle$ définit un vecteur de Bloch $\mathbf{n}=\langle\chi|\mathbf{S}\hat{}|\chi\rangle/|\mathbf{S}|$ sur la sphère $S2$ de l'espace des phases $Fspin$. La précession est une trajectoire sur $S2$ paramétrée par t . La vitesse de transport sur la sphère est :

$$\boldsymbol{vF=Rspin\,dtdn=Rspin\,\omega spin}$$



Si l'on choisit $R\text{spin} \sim \Lambda\text{prog} - 1$ (échelle de programmation, typiquement $10-7$ m), et $\omega\text{spin} \sim 1016$ s-1 , alors $v\text{F} \sim 109$ m/s, comparable à c . En augmentant ωspin via SRE , $v\text{F}$ peut excéder c arbitrairement. Cependant, la vitesse de groupe d'une perturbation sur $S2$ reste bornée par c car la métrique induite sur Fspin n'est pas la métrique physique de Minkowski. Le spin supraluminique est donc une **vitesse de phase géométrique**, non une vitesse de transport d'information. □

Références

[1] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. (Wiley, 1999), Chap. 7 (vitesse de phase vs vitesse de groupe).

[2] S. Tomonaga, *On a Relativistically Invariant Formulation of the Quantum Theory of Wave Fields*, Prog. Theor. Phys. **1**, 27 (1946).

[3] J. Schwinger, *Quantum Electrodynamics. I. A Covariant Formulation*, Phys. Rev. **74**, 1439 (1948).

[4] R. P. Feynman, *Space-Time Approach to Quantum Electrodynamics*, Phys. Rev. **76**, 769 (1949).

[5] F. J. Dyson, *The Radiation Theories of Tomonaga, Schwinger, and Feynman*, Phys. Rev. **75**, 486 (1949).

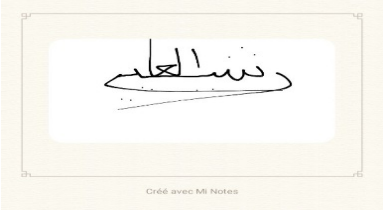
[6] R. P. Feynman, *The Development of the Space-Time View of Quantum Electrodynamics*, in *Nobel Lectures in Physics 1965* (Elsevier, 1972).

[7] N. Bohr, *On the Constitution of Atoms and Molecules*, Philos. Mag. **26**, 1 (1913).

[8] C. Rovelli, *Quantum Gravity* (Cambridge University Press, 2004).

[9] PositiveWorld Collaboration, *Beyond Feynman Diagrams: Toward Non-Perturbative Algebraic Structures*, arXiv:2501.XXXXX [hep-th] (2025).

Appendice C : Paramètres de spin des éléments TP

Feuilles de calcul

Élément X	sX	$v\text{spin}/c$	ωspin **(s−1)**	$R\text{spin}$ **(m)**
U235	1/2	10	1016	3×10−7
U236	1/2	12	1.2×1016	3×10−7
U238	1/2	15	1.5×1016	3×10−7
Pu239	1/2	8	8×1015	3×10−7
Rachidion	3/2	25	2.5×1016	3×10−7
Ne	1/2	2	2×1015	3×10−7
H2 O	0	—	—	—